第 49 卷 第 2 期 2000 年 2 月
1000-3290/2000/49(02)/0339-05
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol. 49, No. 2, February, 2000

d 波超导体 NIS 结中的时间反演对称态的破缺与准粒子寿命效应*

董正超
(淮阴师范学院物理系,淮阴 223001)
(1999 年 5 月 29 日收到)

考虑到 d 波超导表面时间反演对称态的破缺与准粒子的有限寿命效应,在 Blonder-Tinkham-Klapwijk(BTK)理论框架下,通过求解 Bogoliubov-de Gennes(BdG)方程,计算正常金属-d 波超导隧道结中的准粒子输运系数与隧道谱.研究表明:1)d 波超导表面时间反演对称态的破缺会导致零偏压电导峰位移,位移的程度取决于分解 d 波超导表面时间反演对称态中 s 波分量的强度;2)准粒子的寿命效应与粗糙界面散射效应都能压低零偏压电导峰,其中粗糙界面散射还会阻碍零偏压电导峰的位移.这些结果能较好地解释 T_c 氧化物超导隧道谱的一些实验报告.

PACC:7450;7475;7340N

1 引 言

通过多年的实验和理论研究[1],目前人们普遍认为高 T_c 氧化物超导体大都具有 d 波对称结构. d 波超导跟 s 波超导的明显不同特征在于:d 波超导的能隙是各向异性的,沿某些结线方向能隙可为负值或零,在测量其隧道谱过程中能观察到零偏压电导峰;而各向异性能隙结构的 s 波超导体,其能隙总是正的,在测量其隧道谱中仅能观测到能隙电导峰,而无零偏压电导峰.两种不同的隧道谱现象在理论上被解释为[2—5]:在正常金属-d 波超导结的界面处存有中间能隙束缚态(Midgap state),束缚能 $E=0$,而正常金属-s 波超导结的界面处有束缚能 $E=\Delta_0$(Δ_0 为能隙).由于两不同超导隧道结中的束缚能不同,从而导致隧道谱中峰的位置亦相应不同.

最近,Convingto 等[6]又报道了在零磁场情形下,观测到 Cu/YBCO 隧道结中有零偏压峰的位移现象,Fogelström 等[7]认为零场位移现象起因于在 d 波超导表面产生时间反演对称态的破缺而导致 Andreev 束缚态中能量的改变.通常认为在大块的高 T_c 氧化物超导体内的配对态并不产生时间反演对称态的破缺[8],然而建立在唯象的金兹堡-朗道(Ginzburg-Landau)理论上,Kuboki 和 Sigrist[9,10]认为有一很小的 s 波序参数分量存在在 d 波超导表面,且相对于 d 波分量有 $\pi/2$ 相位差. Matsumoto 和 Shiba[11]运用准粒子的格林函数方法,进一步研究 d 波超导表面存在不同序参数的混合.以上这些理论都表明 d 波超导表面应感应出 $d+\mathrm{i}s$ 混合波,这一结果就导致了 d 波超导表面时间反演对称态的破缺,因此在研究有关 d 波超导结中的隧道谱时必须考虑这一效应.此外,从目前有关研究 d 波超导隧道谱的理论来看,都把隧道结中的准粒子输运当作一弹性散射过程,而忽视了准粒子的非弹性散射效应,由于非弹性散射效应可缩短准粒子输运的有限寿命,所以非弹性散射效应对隧道谱也会产生影响.

基于以上各方面的考虑,本文通过引入一寿命因子来表征非弹性散射效应,并考虑到 d 波超导表面时间反演对称态的破缺,以及界面散射效应,研究正常金属-d 波超导隧道结中的微分电导.本文利用我们已建立起的有关粗糙界面散射的理论模型[12,13],在 BdG 方程[14]中,通过引入一寿命因子,计算正常金属-$d+\mathrm{i}s$ 混合波-d 波超导隧道结中的准粒子输运系数;运用 BTK 理论[5],计算微分电导,并给出一些数值计算结果.

* 江苏省教委自然科学基金(批准号:99KJB140006)资助的课题.

2 BdG 方程的求解

d 波超导体 NIS 结中准粒子输运系数可通过求解 BdG 方程[14]而得到,为方便起见,把超导中的波函数 $\psi_s(r)$ 写为二分量形式

$$\psi_s(r) = \begin{bmatrix} f(r) \\ g(r) \end{bmatrix}, \tag{1}$$

上分量代表电子传播,下分量代表空穴传播.

BdG 方程可写为

$$\begin{aligned} Ef(\boldsymbol{r}_1) &= H(\boldsymbol{r}_1) f(\boldsymbol{r}_1) + \int \mathrm{d}\boldsymbol{r}_2 \Delta(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) g(\boldsymbol{r}_2), \\ Eg(\boldsymbol{r}_1) &= - H^*(\boldsymbol{r}_1) g(\boldsymbol{r}_1) \\ &\quad + \int \mathrm{d}\boldsymbol{r}_2 \Delta^*(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) f(\boldsymbol{r}_2). \end{aligned} \tag{2}$$

这儿的 $H(\boldsymbol{r}) = -\hbar^2 \nabla_{\mathrm{r}}^2 / 2m + U(\boldsymbol{r}) - \mathrm{i}\Gamma + E_{\mathrm{F}}$ 是单粒子的哈密顿量,其中 $\Gamma = \hbar/\tau$,τ 是准粒子的有限寿命;$U(\boldsymbol{r})$是散射势,对正常金属-d 波超导隧道结,如取界面两边金属的费米面相同,则该散射势仅局域于界面处. 假设隧道结的方向是沿 x 轴的,考虑到界面的粗糙散射,由我们已得的理论[12,13],得有效的粗糙界面散射势为

$$U(\boldsymbol{r}) = (H_0 \hat{e} - \mathrm{i} P \hat{\tau}_3) \delta(x), \tag{3}$$

$$\hat{e} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \ \hat{\tau} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{4}$$

(3)式中的 H_0 表示通常的势垒散射强度,P 是由界面粗糙引起的散射势. (2)式中的 $\Delta(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$是 d 波超导中的配对势,它是依赖 Cooper 对中两个粒子的坐标函数. 引入质心坐标 $\boldsymbol{r} = (\boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{r}_2)/2$ 和相对坐标 $\boldsymbol{S} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$,并对相对坐标进行傅里叶变换,可得

$$\Delta(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r}) = \int \mathrm{d}\boldsymbol{s} \Delta(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{s}/2, \boldsymbol{r} - \boldsymbol{s}/2) \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{s}}. \tag{5}$$

从上式看出,对各向异性的 d 波超导体,配对势不仅依赖于 Cooper 对的质心坐标,还依赖其相对波矢量 $\boldsymbol{k}$,在弱耦合极限下,可认为波矢量的数值是不变的,仅方向在改变. 如取温度 $T=0$,则其数值为$|\boldsymbol{k}| = k_{\mathrm{F}}$,方向为 $\hat{k}_{\mathrm{F}} = \boldsymbol{k}_{\mathrm{F}}/k_{\mathrm{F}}$. 综上讨论结果,BdG 方程又可写为

$$\begin{aligned} Ef(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) &= H(\boldsymbol{r}) f(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) + \Delta(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) g(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}), \\ Eg(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) &= - H^*(\boldsymbol{r}) g(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) \\ &\quad + \Delta^*(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) f(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}). \end{aligned} \tag{6}$$

研究表明,BdG 方程中的波函数(f, g)是以原子尺寸在振荡,为了扣除这种短波振荡,引入新的波函数

$$\begin{aligned} f(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) &= \mu(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) \exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}_{\mathrm{F}} \cdot \boldsymbol{r}), \\ g(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) &= V(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) \exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}_{\mathrm{F}} \cdot \boldsymbol{r}). \end{aligned} \tag{7}$$

代入到(6)式中,则 BdG 方程又可写为

$$\begin{aligned} &(E + \mathrm{i}\Gamma) \mu(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) \\ &= -\mathrm{i}(\hbar^2/m) \boldsymbol{k}_{\mathrm{F}} \cdot \nabla \mu(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) V(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}), \\ &(E + \mathrm{i}\Gamma) V(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) \\ &= \mathrm{i}(\hbar^2/m) \boldsymbol{k}_{\mathrm{F}} \cdot \nabla V(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}) \mu(\hat{k}_{\mathrm{F}}, \boldsymbol{r}). \end{aligned} \tag{8}$$

对于 $d_{x_a^2 - x_b^2}$波超导体,(a,b 为 CuO_2 平面的 a 轴和 b 轴)Cooper 对中电子和空穴的有效配对势跟相位 $\phi_{\pm}$ 有关系式[3,4]

$$\Delta_{\pm} = |\Delta_{\pm}| \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_{\pm}}. \tag{9}$$

考虑到 d 波超导表面时间反演对称态的破缺,可构筑一正常金属—绝缘层—$d+\mathrm{i}s$ 混合波—d 波超导隧道结系统,如图 1 所示,其中 Ⅰ 表示正常金属区域,Ⅱ 表示 $d+\mathrm{i}s$ 混合波超导,其厚度为 L,Ⅲ 表示纯 d 波超导区域,绝缘层的界面设在 $x=0$ 处,系

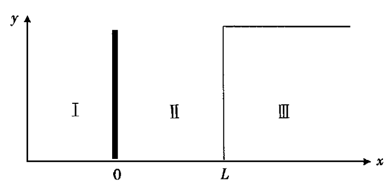

图 1 隧道结示意图

统的配对势取为

$$\Delta_{\pm} = \begin{cases} 0 & x < 0, \\ \Delta_{\pm}^{(1)} = \Delta_d \cos(2\theta \mp 2\alpha) + \mathrm{i}\Delta_s & 0 < x < L, \\ \Delta_{\pm}^{(2)} = \Delta_0 \cos(2\theta \mp 2\alpha) & x > L. \end{cases} \tag{10}$$

这儿的 θ 是准粒子输运方向相对于 x 轴的夹角,α 是$d_{x_a^2 - x_b^2}$波超导的 a 轴与 x 轴方向的夹角,Δ_s,Δ_d 分别表示混合波中的 s 波与 d 波的序参数幅值,Δ_0 表示纯 d 波中的序参数幅值. 如有一电子从正常金属与 x 轴成 θ 角入射到如图 1 所示的隧道结系统中,由(8)式可得各区间的波函数为

$$\psi_{\mathrm{I}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}q_+ x} + a \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}q_- x} + b \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}q_+ x},$$

$$\psi_{\mathrm{II}} = e \begin{pmatrix} \mu_+^{(1)} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_+^{(1)}} \\ V_+^{(1)} \end{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}k_+^{(1)} x} + f \begin{pmatrix} V_-^{(1)} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi_-^{(1)}} \\ \mu_-^{(1)} \end{pmatrix} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_-^{(1)} x}$$

$$+ g\begin{pmatrix}\mu_-^{(1)} e^{i\phi_-^{(1)}}\\ V_-^{(1)}\end{pmatrix} e^{-i\bar{k}_-^{(1)}x} + h\begin{pmatrix}V_-^{(1)} e^{i\phi_+^{(1)}}\\ \mu_+^{(1)}\end{pmatrix} e^{i\bar{k}_+^{(1)}x},$$

$$\psi_{\mathrm{III}} = c\begin{pmatrix}\mu_+^{(2)} e^{i\phi_+^{(1)}}\\ V_+^{(2)}\end{pmatrix} e^{ik_+^{(2)}x} + d\begin{pmatrix}V_-^{(2)} e^{i\phi_-^{(2)}}\\ \mu_-^{(2)}\end{pmatrix} e^{-ik_-^{(2)}x}. \tag{11}$$

这儿的 a，b 分别表示在界面处的 Andreev[16] 反射波幅和电子反射波幅；c，d 分别表示纯 d 波超导区域电子和空穴的穿透波幅；e，g 分别表示 $d+is$ 混合波超导区域电子沿 x 轴正方向和负方向的传播波幅，f，h 对应空穴沿 x 轴两方向的传输波幅. 另外，上式中各波的传播因子分别为

$$q_\pm = [k_F^2\cos^2\theta \pm 2mE/\hbar^2]^{1/2}.$$

$$k_\pm^{(1)} = \left[k_F^2\cos^2\theta \pm 2m\sqrt{E^2 - |\Delta_\pm^{(1)}|^2}/\hbar^2\right]^{1/2},$$

$$\bar{k}_\pm^{(1)} = \left[k_F^2\cos^2\theta \mp 2m\sqrt{E^2 - |\Delta_\pm^{(1)}|^2}/\hbar^2\right]^{1/2},$$

$$k_\pm^{(2)} = \left[k_F^2\cos^2\theta \pm 2m\sqrt{E^2 - |\Delta_\pm^{(2)}|^2}/\hbar^2\right]^{1/2}. \tag{12}$$

超导相干因子为

$$\mu_\pm^{(1)^2} = \left[1 + \sqrt{(E+i\Gamma)^2 - |\Delta_\pm^{(1)}|^2}/(E+i\Gamma)\right]/2 = 1 - V_\pm^{(1)^2},$$

$$\mu_\pm^{(2)^2} = \left[1 + \sqrt{(E+i\Gamma)^2 - |\Delta_\pm^{(2)}|^2}/(E+i\Gamma)\right]/2 = 1 - V_\pm^{(2)^2}, \tag{13}$$

以及相位因子 $\phi_\pm^{(1)}$，$\phi_\pm^{(2)}$ 为

$$\phi_\pm^{(1)} = \cos^{-1}\left\{\Delta_d\cos2(\theta\mp\alpha)/\sqrt{[\Delta_d\cos2(\theta\mp\alpha)]^2 + \Delta_s^2}\right\},$$

$$\phi_\pm^{(2)} = \cos^{-1}\left\{\cos2(\theta\mp\alpha)/|\cos2(\theta\mp\alpha)|\right\}. \tag{14}$$

由边界条件

$$\psi_{\mathrm{II}}(0) = \psi_{\mathrm{I}}(0),$$
$$\psi'_{\mathrm{II}}(0) - \psi'_{\mathrm{I}}(0) = 2m(H_0\hat{e} - i\hat{\tau}_3)\psi_{\mathrm{I}}(0)/\hbar^2,$$
$$\psi_{\mathrm{III}}(L) = \psi_{\mathrm{II}}(L),$$
$$\psi'_{\mathrm{III}}(L) = \psi'_{\mathrm{II}}(L). \tag{15}$$

可解出

$$a = (\bar{\mu}_- \bar{V}_+ \cos^2\theta e^{-i\phi_+^{(1)}})/\{[Z_1^2 + (Z_2+\cos\theta)^2]\cdot\bar{\mu}_+\bar{\mu}_- - (Z_1^2+Z_2^2)\bar{V}_+\bar{V}_- e^{i[\phi_-^{(1)}-\phi_+^{(1)}]}\},$$

$$b = \{(iZ_1+Z_2)(iZ_1 - Z_2 - \cos\theta)\bar{\mu}_+\bar{\mu}_- - (iZ_1 - Z_2)(iZ_1 + Z_2 - \cos\theta)\bar{V}_+\bar{V}_- \cdot e^{i[\phi_-^{(1)}-\phi_+^{(1)}]}\}/\{[Z_1^2 + (Z_2+\cos\theta)^2]\bar{\mu}_+\bar{\mu}_- - (Z_1^2+Z_2^2)\bar{V}_+\bar{V}_- e^{i[\phi_-^{(1)}-\phi_+^{(1)}]}\}. \tag{16}$$

这儿的

$$\bar{\mu}_\pm = \mu_\pm^{(1)} - Q_\pm V_\pm^{(1)},\quad \bar{V}_\pm = V_\pm^{(1)} - Q_\pm\mu_\pm^{(1)},$$

$$Q_+ = \frac{V_+^{(1)}\mu_+^{(2)} e^{i[\phi_+^{(2)}-\phi_-^{(1)}]} - \mu_+^{(1)}V_+^{(2)}}{\mu_+^{(1)}\mu_+^{(2)} e^{i[\phi_+^{(2)}-\phi_-^{(1)}]} - V_+^{(1)}V_+^{(2)}} e^{i[k_+^{(1)} - \bar{k}_+^{(1)}]L},$$

$$Q_- = \frac{\mu_-^{(1)}V_-^{(2)} e^{i[\phi_-^{(2)}-\phi_-^{(1)}]} - V_-^{(1)}\mu_-^{(2)}}{V_-^{(1)}V_-^{(2)} e^{i[\phi_-^{(2)}-\phi_-^{(1)}]} - \mu_-^{(1)}\mu_-^{(2)}} e^{i[\bar{k}_-^{(1)} - k_-^{(1)}]L}. \tag{17}$$

在推导上两式时，除了 e 指数之外，其余处已作近似 $k_\pm \approx \bar{k}_\pm \approx q_\pm \approx k_F\cos\theta$. 此外，上式中的 $Z_1 = mH_0/(\hbar^2k_F)$，$Z_2 = mp/(\hbar^2k_F)$，它们都是无量纲的实数，其中 Z_1 表征通常的界面势垒散射强度，Z_2 表征界面的粗糙散射强度. 下节利用(16)，(17)式来计算隧道结系统的微分电导.

3　微分电导的计算

如在隧道结系统两边加上一偏压 V，由 BTK 理论[15]可求出在 $T=0$ 下沿 x 方向的微分电导为

$$G(ev) = G_0\cos\theta\int_{-\infty}^{\infty}[1 + A(E) - B(E)]\cdot\delta(E - ev)\mathrm{d}E. \tag{18}$$

这儿的 G_0 是一常数，它跟结的有效接触面积、正常态的态密度以及费米速度有关. $A(E) = |a|^2$，$B(E) = |b|^2$. 为了看清 d 波超导表面时间反演对称态的破缺效应与准粒子的有限寿命效应对隧道谱

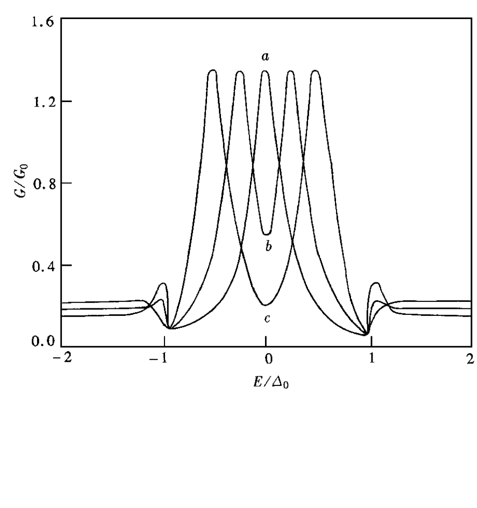

图 2　微分电导随 E/Δ_0 变化曲线　取 $L = \xi_0$ ($\xi_0 = \hbar V_F/(\pi\Delta_0)$)，$\alpha = \theta = \pi/4$，$Z_1 = 1.0$，$Z_2 = 0$，$\Gamma = 0$，$\Delta_d/\Delta_0 = 0.5$. a：$\Delta_s/\Delta_d = 0$；b：$\Delta_s/\Delta_d = \sqrt{3}/3$；$c$：$\Delta_s/\Delta_d = 1.0$

的影响,可利用(16),(17),(18)式作在不同参数选取下微分电导随偏压 V 的变化关系($E=eV$),如图2—图4所示.从图2看出,当 $\Delta_s\neq0$ 时,零偏压电导峰将被位移为两个峰,随着 Δ_s/Δ_d 的逐渐变大,位移的间距也随之变大,这一结果能较好地解释零磁场下零偏压电导峰的位移现象[6].从图3看出,准粒子的有限寿命可抹平和压低电导峰,这一结果又能较好地解释文献[3]所得的理论比实验所得的零偏压电导峰偏高的现象.从图4,我们还发现,粗糙界面散射不仅能压低电导峰,它还可阻碍零偏压电导峰的位移.如果能合理地调配图中的一些参数,预期我们所得的这些理论结果能很好地满足有关的实验报告.

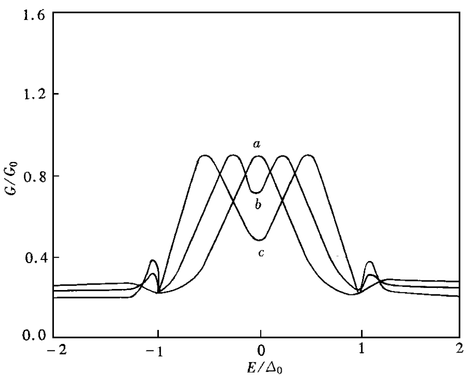

图3 微分电导随 E/Δ_0 变化曲线 取 $\Gamma/\Delta_0=0.2$,其余参数同图2

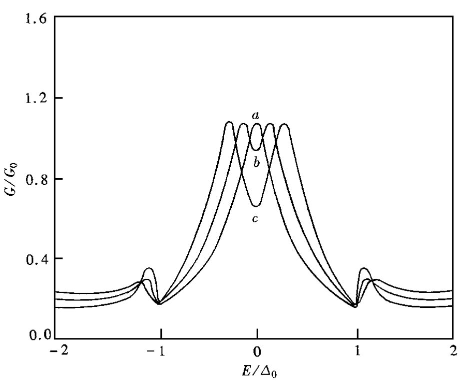

图4 微分电导随 E/Δ_0 变化曲线 取 $Z_2=0.1$,其余参数同图2

4 结 语

本文讨论了 d 波超导表面时间反演对称的破缺效应、准粒子的有限寿命效应以及粗糙界面散射效应对 d 波超导隧道谱的影响,研究表明,d 波超导表面时间反演对称态的破缺会导致零偏压电导峰的位移,而有限寿命效应和粗糙的平面散射效应都可压低零偏压电导峰,其中粗糙的界面散射却又能阻碍零偏压电导峰的位移.我们认为零偏压电导峰的位移归于 d 波超导表面的束缚态中的能量发生了改变,该能量通过取(16)式中 a,b 两系数中的分母为零而求解得到,所得的能量应跟 Δ_s,Z_2,Γ 等参数有关.最后须指出的是:本文讨论的有关 d 波超导表面时间反演对称态的破缺还仅限一理想模型,有关 d 波超导表面的具体退化机制,诸如表面退化的尺寸依赖关系、温度依赖关系等都尚未涉及,有关这方面的详细工作,我们将在它文中作进一步讨论.

感谢南京大学物理系邢定钰教授曾给予的指导和帮助!

[1] D. J. Van Harlingen, *Rev. Mod. Phys.*, **67**(1995), 515.

[2] C. R. Hu, *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 1526.

[3] S. Kashiway, Y. Tanaka, M. Koyanagi, H. Takashima, K. Kajimura, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 1350.

[4] S. Kashiwaya, Y. Tanaka, M. Koyanagi, K. Kajimura, *Phys. Rev.*, **B53**(1996), 2667.

[5] J. H. Xu, J. H. Miller, C. Ting, *Phys. Rev.*, **B53**(1996), 3604.

[6] M. Convingto, M. Aprili, E. Paraoanu, L. H. Greene, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 277.

[7] M. Fogelström, D. Rainer, J. A. Sanls, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 281.

[8] T. W. Lawerence, A. SzöKer, R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 1439.

[9] K. Kuboki, M. Sigrist, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **65**(1996), 361.

[10] M. Sigrist, D. B. Bailey, R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 3249.

[11] M. Matsumoto, H. Shiba, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **64**(1995), 3384; **64**(1995), 4867; **65**(1996), 2194.

[12] Z. C. Dong, D. Y. Xing, Z. D. Wang, L. Sheng, *Z. Phys.*, **B45**(1996), 329.

[13] 董正超,物理学报,**48**(1999),926[Z. C. Dong, *Acta Physica Sinica*, **48**(1999), 926(in Chinese)].

[14] P. G. de Gennes, Superconductivity of Metals and Alloys (Benjamin, New York, 1966).

[15] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.*, **B25**(1982), 4515.

[16] A. F. Andreev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **46**(1964), 1823.

A BROKEN TIME REVERSAL SYMMETRY PAIRING AND QUASIPARTICLE LIFETIME EFFECT IN THE d-WAVE SUPERCONDUCTOR NIS JUNCTION*

DONG ZHENG-CHAO

(*Department of Physics*, *Huaiyin Normal College*, *Huaiyin* 223001)

(Received 29 May 1999)

ABSTRACT

Taking into account the broken time reversal symmetry pairing state near a surface of d-wave superconductor and finite quasiparticle lifetime effects, within the Blonder-Tinkham-Klapwijk(BJK) scattering formalism, using Bogoliubov-de Gennes(BdG) equation, we have calculated the quasiparticle transport coefficients and the tunneling spectrum in the normal metal-d-wave superconductor junction. It has been shown that (1) the zero-bias conductance peak is splitted due to the presence of the broken time reversal symmetry pairing state near the surface of d-wave superconductor, the splitting of the zero-bias conductance peak is determined by the strength of the s-wave component breaking the time reversal symmetry; (2) both quasiparticle lifetime effects and the rough interface scattering can suppress the zero-bias conductance peak, in which the rough interface scattering can resist the splitting of the zero-bias conductance peak. Our results can explain experimental measurements on the tunneling spectrum of high-T_C superconductors very well.

PACC: 7450; 7475; 7340N

* Project supported by the Natural Science Foundation Commission of Jiangsu Province (Grant No. 99KJB140006), China